

22/10 72

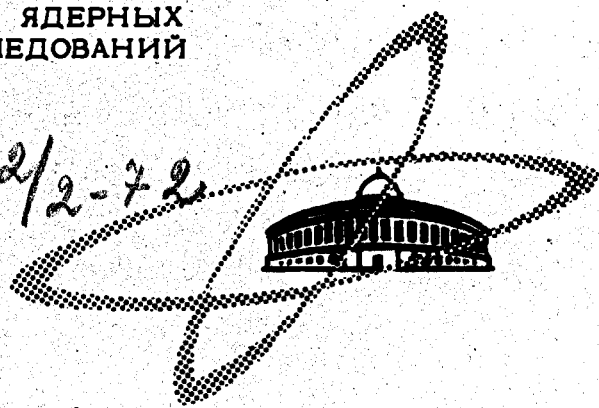
Г-657

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

972/2-72

P8 - 6260



И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, Л.В.Петрова,
И.С.Хухарева

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ
ИСТИННОГО ЗНАЧЕНИЯ R_f
СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

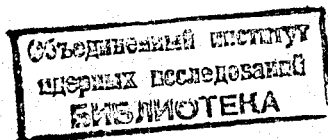
1972

P8 - 6260

И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, Л.В.Петрова,
И.С.Хухарева

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ
ИСТИННОГО ЗНАЧЕНИЯ R_f
СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

Направлено в ЖЭТФ



Введение

Понятие "дифференциальное сопротивление" (R_l) было впервые введено в работе /1/ в качестве важной характеристики резистивного состояния сверхпроводников второго рода, определяющей диссипативные процессы при движении вихревых линий магнитного потока под действием силы Лоренца, градиента температуры и т.д.

В последние годы во многих лабораториях мира проводятся исследования зависимости $R_l(T, H)$ для сверхпроводников с различными значениями параметра κ теории ГЛАГ (см., например, обзор /2/). Повышенный интерес к этой величине объясняется тем, что измерение ее позволяет проверить некоторые выводы теории, оперирующей с зависящими от времени уравнениями Гинзбурга-Ландау, изучить различные механизмы диссипации, обусловленные движением вихрей в "вязкой" среде.

По определению, $R_l = dV/dI$ на линейном участке вольтамперной характеристики сверхпроводника, помещенного в магнитное поле, перпендикулярное току. Поэтому в эксперименте обычно снимают зависимость $V(I)$ до появления более или менее протяженного линейного участ-

ка, на котором и определяют графически дифференциальное сопротивление. Однако, как будет показано в настоящей работе, наличие такого участка в некоторых случаях еще не означает, что можно пренебречь влиянием на $V(I)$ интегрального нагрева образца за счет выделяющейся в нем мощности. Следовательно, в определяемую из эксперимента величину (назовем ее R_f^*) необходимо вносить поправки, иногда весьма значительные. Возможно, что хотя бы отчасти, с этим обстоятельством связан большой разброс наблюдаемых значений дифференциального сопротивления и те трудности, которые возникают при экспериментальном определении общего закона зависимости ρ_f / ρ_n от T и H для сверхпроводников второго рода.

Мы рассмотрим влияние на вольтамперные характеристики различных факторов, главным образом теплопередачи к окружающей среде ($HeII$, HeI , пары гелия), и обсудим вопросы, касающиеся внесения поправок в наблюдаемые значения dV/dI для определения истинного значения R_f .

II. Измерения и результаты

Мы измеряли вольтамперные характеристики на тонких пластинах из сверхпроводника второго рода во внешнем магнитном поле до 55 кэ в области температур от 4,2 до 1,6°K.

Для осуществления хорошего теплового контакта с жидким гелием по всей поверхности образца последний помещается в специальный держатель, изображенный в нижнем углу рис. 1. Образец 3, прижатый крышкой 2 к основанию 1, прочно удерживался между двумя гребенками проволочных потенциальных контактов, расстояние между которыми $b = 2$ мм. Как видно из рисунка, вокруг образца находился слой

жидкого гелия толщиной не менее 0,5 мм. Температура непосредственно у поверхности образца, на расстоянии порядка 0,3 мм, измерялась сошлифованным с двух сторон угольным термометром типа Аллен-Брэдли -5. Другой термометр - 6 был расположен на расстоянии ~15 мм от образца. Держатель с образцом помещался вертикально между перпендикулярными полюсами сверхпроводящего магнита и мог вращаться так, что плоскость образца устанавливалась под любым углом к направлению магнитного поля, причем всегда $\vec{l} \perp \vec{H}$. Путем вертикального перемещения держателя можно было помещать в однородное магнитное поле любой из шестнадцати измеряемых участков образца или датчик Холла 4. Основные измерения были сделаны в условиях, когда магнитное поле было перпендикулярно ($H \perp$) или параллельно ($H \parallel$) плоскости образца.

Всего было исследовано 5 образцов, данные о которых собраны в таблице 1. Для статистики измерения проводились, как правило, на нескольких участках в разных частях каждого образца. Поверхность образцов после холодной деформации специально не обрабатывалась, кроме образца В, который был механически отполирован с обеих сторон. Все образцы были рекристаллизованы в вакууме при 800-1000°С в течение 1 часа.

Ниже представлены результаты исследования вольтамперных характеристик и их особенностей при различных условиях измерения.

1. Прежде всего отметим, что снятие единичной кривой $V(I)$, как правило, не дает возможности надежно выделить истинный линейный участок. Это связано с тем, что начальный нелинейный участок кривой иногда бывает сильно затянут, так что его верхнюю часть легко принять за "линейный" участок. С другой стороны, при высоких напря-

Таблица 1

ОБРАЗЕЦ	СОСТАВ	ТОЛЩИНА мм	ШИРИНА мм	$\mathcal{J}(H_T=49 \text{ кэ}, T=4,2^\circ \text{ К}, E=10^8 \text{ в/см})$ 10^2 а/см^2	ρ_n МКОМ. СМ
А	Nb-80,5%Zr	0,048	2,05	0,9	85,6
Б1	Nb-80,0%Zr	0,1	1,63	0,35	86,2
Б2	—	0,09	1,55	0,54	86,2
Б3	—	0,1	1,63	0,34	86,2
В	Nb-76,4%Zr	0,043	2,0	2,4	79

жениях начинается постепенное отклонение от линейности за счет перегрева образца. Вследствие этого истинный линейный участок при некоторых H и T бывает совсем коротким. В ряде случаев нам приходилось снимать несколько сот вольтамперных характеристик при разных магнитных полях и температурах, пока картина для данного образца становилась ясной.

На рис. 1 воспроизведена запись $V(I)$ одного из образцов при разных температурах в постоянном H_{\perp} , а на рис. 2а представлены

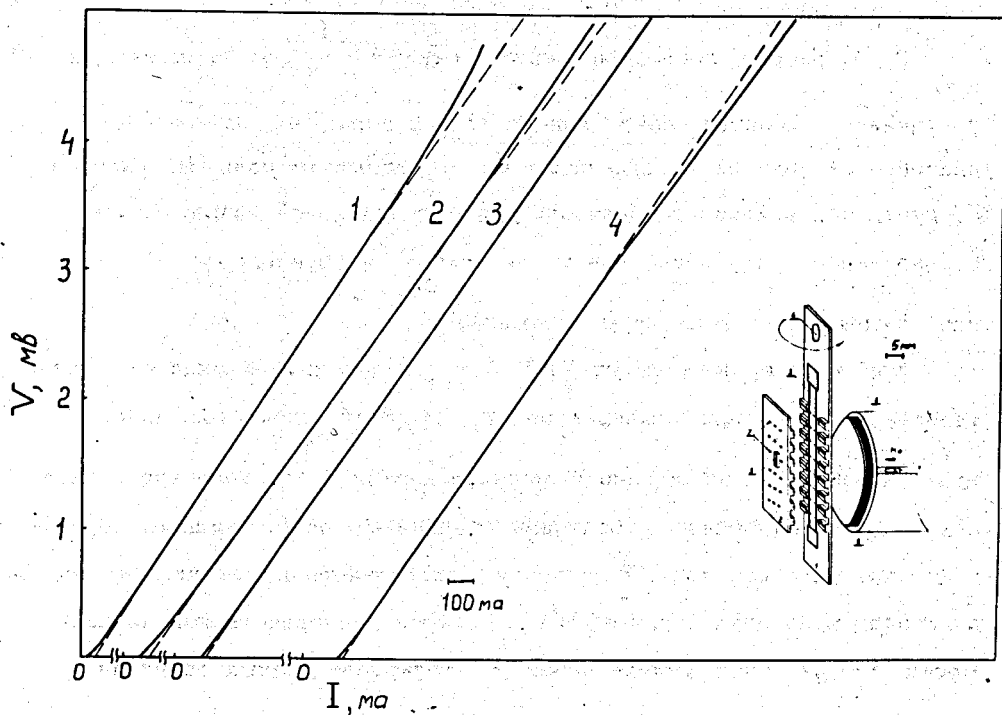


Рис. 1. Запись $V(I)$ на двухкоординатном самописце. Образец Б1, $H_{\perp} = 49$ кэ; 1) $T = 4,2^{\circ}\text{K}$; 2) $-3,53^{\circ}\text{K}$; 3) $-2,335^{\circ}\text{K}$; 4) $-1,600^{\circ}\text{K}$.

В правой части рисунка - общий вид держателя с образцом.

обобщенные данные по протяженности линейных участков вольтамперных характеристик в зависимости от температуры. Видно, что при понижении температуры с приближением к T_λ протяженность линейных участков сильно увеличивается. После перехода через λ -точку картина меняется: верхняя граница в этом случае означает отклонение от линейности в сторону меньших напряжений, так называемый аномальный изгиб (кривая 4 на рис. 1).

Изменение магнитного поля не приводило к существенным отличиям в описанной картине.

2. На рис. 2б приведена зависимость ρ_i^* / ρ_n от температуры, полученная в жидком гелии (кривая 1) и в парах при равновесном давлении (кривая 2) в перпендикулярном магнитном поле. Из рисунка следует, что измеренное значение дифференциального сопротивления сильно зависит от среды, в которой находится образец: ρ_i^* / ρ_n для пара существенно выше, чем для жидкости.

Кроме того, зависимость $\rho_i^*(T_B)$, полученная в жидкости, претерпевает скачок при температуре T_λ . Этот скачок наблюдался у всех без исключения образцов, меняясь несколько по величине в зависимости от направления и величины магнитного поля, толщины образца и его критического тока. В качестве контрольного измерения мы произвели запись на двухкоординатном самописце непосредственно зависимости $V(T_B)$ при переходе через λ -точку для разных значений $I_{\text{обр}} = \text{const}$ и также наблюдали скачки в T_λ , по абсолютной величине сравнимые со скачками на кривых $\rho_i^*(T_B)$.

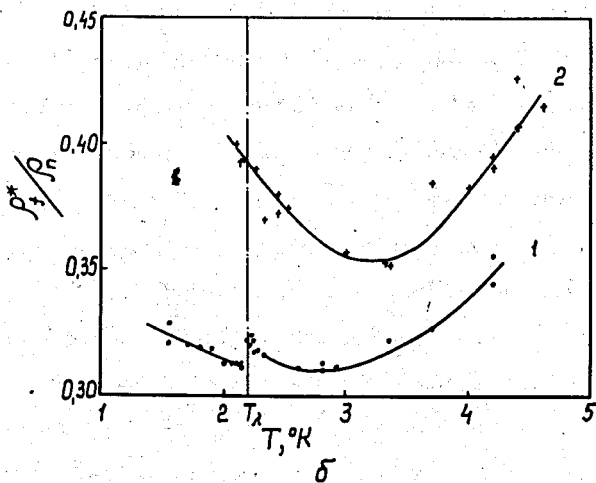
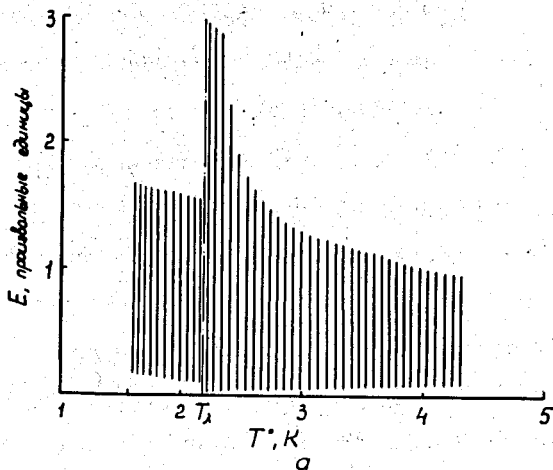


Рис. 2. Зависимость от температуры (а) протяженности линейного участка и (б) ρ_t^* / ρ_n в жидком гелии (кривая 1) и в парах гелия (кривая 2). Образец Б2, $H_{\perp} = 55,6$ кэ.

3. В ряде случаев при понижении температуры от $4,2^{\circ}\text{K}$ до T_{λ} на вольтамперных характеристиках образцов как в параллельном, так и перпендикулярном магнитных полях наблюдался характерный пик напряжения, высота которого увеличивалась с понижением температуры (см. рис. 3а, кривые 9 и 2). Иногда необычный подъем $V(I)$ сопровождался заметными осцилляциями напряжения. При температурах ниже λ -точки эти особенности полностью исчезали (рис. 3а, кривая 1). При прочих равных условиях величина пика сильно зависела от скорости ввода тока в образец. Так, она снизилась почти вдвое при уменьшении скорости от 7 до 1 ма/сек. Остановка при вводе тока вблизи пика приводила, как правило, к срыву напряжения до более низкого значения. Однако ни самая малая скорость ввода тока, ни частные остановки в начале вольтамперной характеристики не могли полностью уничтожить характерного подъема $V(I)$. За подъемом следовало достаточно резкое уменьшение напряжения, после которого вольтамперная характеристика имела протяженный линейный участок или постепенно выходила на него. При уменьшении тока она следовала, как правило, параллельно этому участку, пока не сливалась с первой кривой при самых низких напряжениях, т.е. на ней не наблюдалось никаких особенностей. При этом линейные участки кривых обратного хода сдвигались вправо тем больше, до чем более высоких значений тока снималась соответствующая кривая прямого хода, пока не наступало насыщение в величине сдвига. Так, например, в случае образца $B \Delta I$ насыщ. $/I_c \approx 0,06$ при $T = 3,25^{\circ}\text{K}$ и $H_{\perp} = 49$ кэ.

Для выяснения природы наблюдавшихся особенностей мы произвели серию записей прямого и обратного хода $V(I)$ при следующих условиях. В

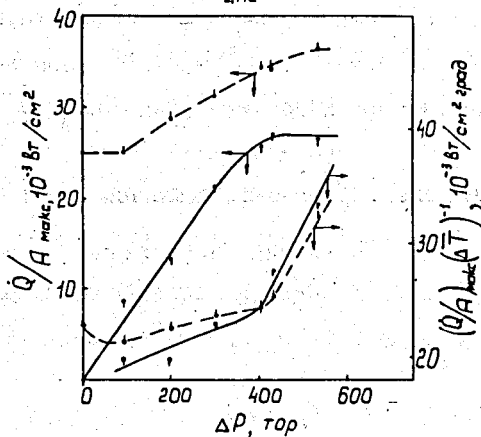
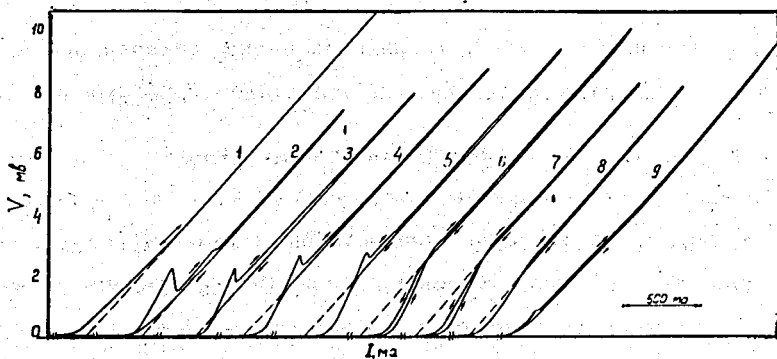


Рис. 3. Результаты, полученные при повышенных давлениях (Δp - превышение давления над давлением насыщенного пара при данной температуре). Образец В, Н = 49 кэ. (а) Запись $V(I)$ на двухкоординатном самосписе для разных значений Δp , приведенных в следующей таблице

№ кривых	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Δp , тор	0	0	91	200	291	404	432	536	0
$T_{нач}$, °К	2,09	2,46	2,46	2,47	2,50	2,52	2,93	3,19	4,2
I_c , ма	780	700	700	680	660	650	600	480	330
при $V = 100$ мкв									

(б) Зависимость от Δp величины $(\dot{Q}/A)_{max}$, соответствующей пику или излому на кривой $V(I)$, и коэффициента теплоотдачи: $\bullet\bullet$ и $\triangle\triangle$ обозначают увеличение и уменьшение тока соответственно.

криостат с большим количеством жидкого гелия, откачанного до $T_B = 2,5^{\circ}\text{K}$, после отключения насоса напускался порциями газообразный гелий, так что при незначительном изменении температуры можно было задавать разное давление, которое во время записи поддерживалось постоянным. Такая серия вольтамперных характеристик представлена на рис. 3а, из рассмотрения которого можно сделать следующие выводы: 1) по мере увеличения давления острота пика на прямом ходе $V(I)$ уменьшается, а значение мощности, соответствующее ему, растет; 2) появляется излом на обратном ходе; 3) по мере роста давления кривые $V(I)$ прямого и обратного хода сближаются.

III. Обсуждение результатов

1. Рассмотрим сначала влияние интегрального перегрева на вольтамперные характеристики. В области линейной зависимости $V(I)$ связь между током и напряжением в образце можно записать в виде:

$$V = R_f(T) [I - I_p(T)], \quad (1)$$

где R_f - дифференциальное сопротивление, I_p - критический ток, соответствующий экстраполяции линейной части вольтамперной характеристики к $V = 0$, T - температура образца.

Рассматривается однородный плоский образец с шириной a , длиной b , толщиной d . Предполагается, что R_f и I_p являются функциями только магнитного поля и температуры, но не зависят от координат, т.е. однородны по толщине образца.

При измерениях вольтамперных характеристик поддерживается постоянная температура гелиевой ванны T_B . В предположении постоянной по толщине теплопроводности и мощности, выделяющейся в образце, связь между средней температурой образца и T_B можно представить в следующем виде:

$$\bar{T} = T_B + \frac{d^2}{12K} w + \Delta T_s, \quad (2)$$

где K - теплопроводность образца, $w = \frac{VI}{abd}$ - плотность выделяющейся в образце мощности; ΔT_s - разность между температурой на поверхности твердого тела и T_B .

В случае *He II*: $\Delta T_s = R_k^{II} (\dot{Q}/A) = R_k^{II} \frac{wd}{2}$, где \dot{Q}/A - плотность теплового потока через широкую поверхность образца, R_k^{II} - теплосопrotивление Капицы. Связь между ΔT_s и потоком тепла через границу в случае *He I* имеет более сложный вид. Однако из рассмотрения различных экспериментальных данных [3-7], представленных в линейном масштабе, следует, что в области пузырькового кипения *He I* при небольших изменениях мощности соотношение между ΔT_s и w можно представить в виде:

$$\Delta T_s = T_n + R_k^I \frac{\dot{Q}}{A} = T_n + R_k^I \frac{wd}{2}. \quad (3)$$

Как будет видно из дальнейшего, линейные участки вольтамперных характеристик, снятых в *He I*, приходятся на область пузырькового кипения.

Обозначив $\bar{T} - T_B = \frac{d^2 w}{12K} + \Delta T_s$ в (2) через $\Delta \bar{T}$, разложим

$V(I)$ в ряд, оставив линейные по $\Delta \bar{T}$ члены:

$$V = R_i(T_B) [I - I_p(T_B)] + [I - I_p(T_B)] \frac{\partial R_i}{\partial T} \Delta \bar{T} - \frac{\partial I_p}{\partial T} R_i \Delta \bar{T}. \quad (4)$$

Для $He II$:

$$\overline{\Delta T} = a_{II} R_I(T_B) [I - I_p(T_B)], \quad a_{II} = \frac{R_k^{II} + \frac{d}{6K}}{2ab}. \quad (5)$$

Подставив $\overline{\Delta T}$ в (4), получим:

$$V = [R_I - R_I^2 I_p \frac{\partial I_p}{\partial T} a_{II}] (I - I_p) + [\frac{\partial R_I}{\partial T} I - R_I \frac{\partial I_p}{\partial T}] R_I a_{II} (I - I_p)^2. \quad (6)$$

В случае $He I$:

$$\overline{\Delta T} = T_n + a_I R_I(T_B) [I - I_p(T_B)]; \quad a_I = \frac{R_k^I + \frac{d}{6K}}{2ab}. \quad (7)$$

и по формуле (4) получим:

$$V = [R_I - R_I^2 I_p \frac{\partial I_p}{\partial T} + \frac{\partial R_I}{\partial T} T_n] (I - I_p) + [\frac{\partial R_I}{\partial T} I - \frac{\partial I_p}{\partial T} R_I] R_I a_I (I - I_p)^2 - \frac{\partial I_p}{\partial T} R_I T_n. \quad (8)$$

При обычных значениях входящих в эти формулы величин (отнесенных к T_B) второй член много меньше первого (при $I/I_p \ll 10^2$).

Что касается третьего, постоянного члена в (8), то он приводит к небольшому параллельному сдвигу экспериментальной кривой на

$\Delta I_n \approx T_n \frac{\partial I_p}{\partial T}$, максимальная величина которого в случае наших образцов составляла $0,04 I_p$.

Из формул (6) и (8) следует важный вывод: коэффициент при линейном члене $(I - I_p)$, соответствующий экспериментальному значению дифференциального сопротивления R_I^* , независимо от уровня выделяемой в образце мощности (в пределах линейного участка) является

функцией критического тока $I_p, \partial I / \partial T$, коэффициента теплопроводности и теплопередачи от твердого тела к окружающей среде.

Из сравнения формул (6) и (8) следует, что R_t^* должно иметь скачок в λ - точке, связанный с изменением коэффициента теплопередачи к жидкому гелию:

$$\Delta R_t^* = R_t^{*I} - R_t^{*II} = - \left[\frac{R_t^2 I_p}{2ab} \frac{\partial I_p}{\partial T} (R_k^I - R_k^{II}) - \frac{\partial R_t}{\partial T} T_n \right] \tau_\lambda . \quad (9)$$

Действительно, такой скачок наблюдался на всех исследованных нами образцах (см. рис. 2б и табл. II). В силу той же причины R_t^* , измеренное в паровой фазе гелия, должно иметь более высокое значение по сравнению с жидкостью, что также подтверждается экспериментально. В последнем случае зависимость $R_t^*(T_B)$ не терпит разрыва в λ - точке (рис. 2б, кр. 2).

Согласно формулам (6) и (8), относительное отклонение экспериментального дифференциального сопротивления от его истинного значения в области He II и He I, соответственно, представляется в виде:

$$p_{II} = \frac{R_t^* - R_t}{R_t} = -I_p \frac{\partial I_p}{\partial T} R_t^{\alpha_{II}} , \quad (10a)$$

$$p_I = \frac{R_t^* - R_t}{R_t} = -I_p \frac{\partial I_p}{\partial T} R_t^{\alpha_I} + \frac{T_n}{R_t} \frac{\partial R_t}{\partial T} . \quad (10b)$$

Если $\partial I_p / \partial T < 0$, как обычно, то истинное значение R_t должно быть ниже измеренного в эксперименте. Как видно из таблицы II,

рассчитанные по (10а) поправки при $T = 2^{\circ}\text{K}$ для всех образцов незначительны. При расчете a_{II} мы приняли $R_k'' = 0,14 \text{ град.см}^2/\text{вт}$ (практически среднее из набора экспериментальных значений при $T = 2^{\circ}\text{K}$ для меди ^{/8/}, исправленное с учетом $\theta_D = 200-240^{\circ}\text{K}$ для наших образцов) и $K = 2 \cdot 10^{-3} \text{ вт/см.град.}$, полученное при $2+4^{\circ}\text{K}$ на $Nb - 67 \text{ ат \% } Ti$ ^{/12/}. Несколько сложнее обстоит дело в области HeI , т.к. согласно формуле (10б) в определении R_I входит по крайней мере три неизвестных величины: a_I , T_n , $\partial R_I / \partial T$. На основании литературных данных ^{/3,5,9,12/} можно положить, не внося большой ошибки, $a_I = 50 \text{ град/вт}$; $T_n = 0,2^{\circ}\text{K}$ при $T \approx 2,3^{\circ}\text{K}$. Тогда, учитывая, что ниже λ -точки (вблизи ее)

$R_I^* \approx R_I$ и приравнивая R_I экспериментальному скачку дифференциального сопротивления в λ -точке, по формуле (10б) можно оценить величину $\partial R_I / \partial T$. Такая оценка в первом приближении дала разумное по порядку величины значение. Таким образом, для внесения поправки в измеряемую величину дифференциального сопротивления в области HeI полезно измерить с хорошей точностью скачок R_I^* при $T = T_{\lambda}$, что позволит исключить одну из неизвестных в формулах (10), например, R_k^I .

Из рассмотрения квадратичного члена в формуле (6) следует, что коэффициент при $(I - I_p)^2$ при определенном значении тока может обратиться в нуль и даже стать отрицательным, так как $R_I > 0$, $\partial I_p / \partial T < 0$ всегда, а $\partial R_I / \partial T < 0$ при температурах ниже $T_{\text{мин.}}$, соответствующей минимальному значению $R_I(T_B)$. Это является отражением физически конкурирующих процессов при нагреве образца:

уменьшения I_p (и, следовательно, роста V при заданном токе через образец) и уменьшения R_t , приводящего к падению

$V |_{I = const}$. Отсюда следует, что с приближением к $T_{мин.}$ протяженность линейного участка должна возрастать (рис. 2а). Кроме того, ниже T_{λ} , где общий перегрев образца невелик, а $|\frac{\partial R_t}{\partial T}|$ становится существенным, на вольтамперной характеристике должно появиться отклонение от линейности в сторону низких значений напряжения. Мы действительно наблюдали такого рода аномальные изгибы $V(I)$ (рис. 1 и 2). Как правило, они имели место в перпендикулярном магнитном поле при напряжениях тем меньших, чем ниже H .

2. Наблюдавшиеся иногда на вольтамперных характеристиках особенности, которые выражались в крутом росте $V(I)$, часто с осцилляциями, и в наличии необычного гистерезиса, когда обратный ход $V(I)$ сдвинут в сторону более высоких токов относительно прямого, по всей вероятности, связаны с условиями теплопередачи в HeI . Подобного рода явления наблюдались в работе /11/ при разрешении сверхпроводимости током в пленках In и Sn .

На рис. 4а представлена для разных температур зависимость \dot{Q}/A от ΔT , полученная из вольтамперных характеристик типа кривых 2 и 9 на рис. 3а следующим образом. За величину \dot{Q}/A принято значение $\frac{VI}{2ab}$ в данной точке $V(I)$. Величина ΔT определялась по известной зависимости $I_c(T)$ и разности между токами, необходимыми для возникновения некоторого V , на данной вольтамперной характеристике и "идеальной", в качестве которой была взята зависимость $V(I)$ для $T = 2,09^{\circ}K$, сдвинутая параллельно таким образом, что ее начало совпадало с началом данной. На рис. 4б приведена зависимость от температуры плотности теплового потока в пике напряжения на кривой $V(I)$.

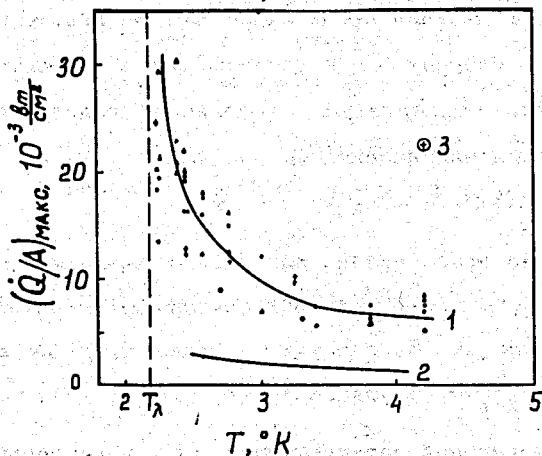
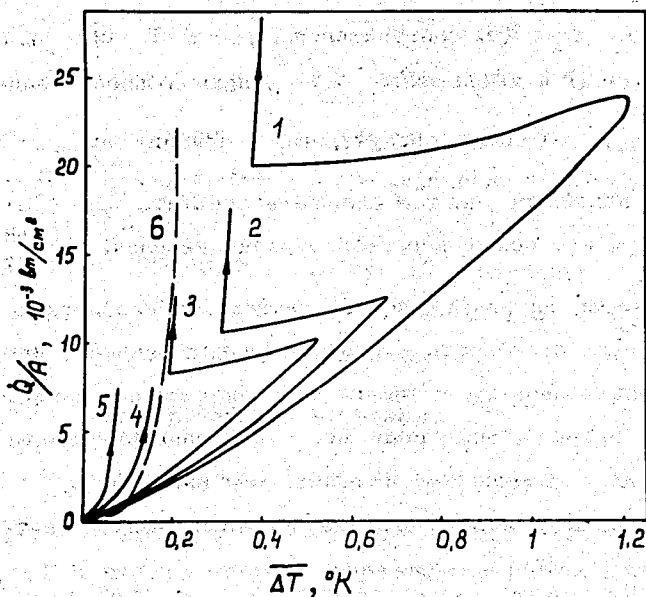


Рис. 4. Результаты, полученные для разных температур гелиевой ванны при равновесном давлении насыщенных паров. Образец В, $H_{\perp} = 49$ кэ.

(а) Зависимость \dot{Q}/A от $\overline{\Delta T}$: настоящая работа 1) - $T = 2,23^{\circ}\text{K}$, 2) - $2,45^{\circ}\text{K}$, 3) - $3,26^{\circ}\text{K}$. Данные из работы [9] - 4) - $2,5^{\circ}\text{K}$, 5) - $3,0^{\circ}\text{K}$ и из работы [3] - 6) $T = 3,0^{\circ}\text{K}$.

(б) Зависимость плотности теплового потока в пике напряжения на $V(I)$ от температуры. Образец В.

• - $H_{\perp} = 55$ кэ; о - $H_{\perp} = 49$ кэ; 2,3 соответствуют переходу от конвективного к пузырьковому кипению в He I по данным [9] и [10].

Из сравнения с результатами других авторов /3,9,10/ (кривые 4-5 на рис. 4а) следует, что сильный рост напряжения на кривой $V(I)$, вплоть до верхней точки пика соответствует области конвективного кипения в $He I$, которая в данном случае оказалась сильно затянутой. При дальнейшем увеличении транспортного тока, а следовательно, и теплового потока, наконец, происходит вскипание прилежащей к образцу жидкости, сопровождающееся охлаждением образца и резким падением напряжения на кривой $V(I)$ сразу за пиком. На обратном ходе $V(I)$ при равновесном давлении насыщенных паров раз возникшее пузырьковое кипение сохраняется до сравнительно малых значений выделяемой в образце мощности. Подобное представление подтверждается измерениями вольтамперных характеристик при повышенных давлениях. Действительно, как следует из рис. 3а,б, в силу того, что при превышении давления над равновесным образование пузырьков затрудняется, переход к пузырьковому кипению осуществляется при все более высоких значениях теплового потока и уже не приводит к резкому охлаждению образца, а проявляется лишь в характерном изломе на $V(I)$. Коэффициент теплоотдачи $(\dot{Q}/A)_{\text{макс.}} / \overline{\Delta T}$ в точке перехода от конвективного к пузырьковому кипению практически одинаков для прямого и обратного хода $V(I)$ и слабо зависит от давления при некоторой температуре $T_B \approx \text{const}$, как это видно из рис. 3б, если не принимать во внимание точку $\Delta p = 530$ тор, температура в которой уже существенно отличается от первоначальной (3,19°К вместо 2,46°К).

Таким образом, особенности вольтамперных характеристик, о которых говорилось выше, связаны с отсутствием пузырькового кипения в окружающем образец гелии 1. Можно думать, что это вызвано трудно контролируемыми факторами (состоянием поверхности, однородностью тепловыделения в образце, чистотой гелия и т.д.), которые в некоторых

случаях создавали особо затруднительные условия для образования пузырьков и тем самым затягивали область конвективного кипения. В случае обычного (незатянутого) перехода от конвективного к пузырьковому кипению зависимость \dot{Q}/A от ΔT представляется в виде, подобном кривым 4-6 на рис. 4а. При этом мощность, соответствующая началу линейного участка вольтамперной характеристики при данной температуре, лежит в области пузырькового кипения и на зависимости $V(I)$ не имеет особенностей.

IV. Заключение

В работе обращается особое внимание на трудности, возникающие при экспериментальном определении R , и сделана попытка оценить величины поправок к наблюдаемым при различных условиях значениям dV/dI для вычисления истинного значения дифференциального сопротивления, которое имело бы место при отсутствии перегрева образца (например, при стремящейся к нулю толщине его). К сожалению, окончательных результатов в нашем случае получить не удалось из-за отсутствия точных данных по теплопроводности и коэффициенту теплоотдачи конкретных образцов.

Попутно, используя сильную зависимость напряжения от температуры (при постоянном магнитном поле и токе в образце), авторы получили интересные данные по теплопередаче жидкому гелию при разных температурах как в случае равновесного давления насыщенных паров, так и при повышенных давлениях.

В заключение авторы благодарят А.Г. Зельдовича и А.П. Смирнова за полезные обсуждения, и В.Ф. Чумакова и В.Г. Хорта за помощь при проведении экспериментов.

Литература

1. Strnad A.R., Hempstead C.F., Kim Y.B. Phys.Rev.Lett., 13, 794 (1964).
2. Kim Y.B. Proc. of the 12th Int. Conf. on the Low Temperature Phys., Japan Academic Press, Tokyo, 1971, p. 231.
3. Dorey A.P. Cryogenics, 5, 146 (1965).
4. Wilson H.N. Bull. IIR Annex 1966-5, p. 109 (Meeting of Comm. I, Boulder, Colorado, 1966).
5. И.Н. Гончаров, Ф. Хованец, Хван Зон Су. Препринт ОИЯИ, P8-4558, Дубна, 1969. Cryogenics, 10, 316 (1970).
6. Smith R.V. Cryogenics, v. 9, N 1, 11 (1969).
7. Johannes C. Proc. 3-Int. Cryog. Engin.Conf., Berlin (1970), 97.
8. Snyder N.S. Cryogenics, v. 10, No. 2, 89 (1970).
9. Reeber M.D. J.Appl.Phys., 34, No. 3, 481 (1963).
10. Jergel M., Stevenson R. Appl.Phys.Lett., v. 17, No. 3, 125 (1970).
11. А.П. Смирнов, Н.Ф. Федоров. ФТТ, 13, №3, 796, 1971.
12. Dubeck L., Setty K.S.L. Phys.Lett., 27A, No. 6, 334 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 февраля 1972 года.